dc_1055_15

MTA DOKTORI ÉRTEKEZÉS TÉZISFÜZETE

Instacionárius áramlások: régi problémák, új megközelítések

Írta: **Paál György**, PhD, CSc
BME Hidrodinamikai Rendszerek Tanszék,
az MTA doktora cím elnyerésére beadott pályázat részeként

Budapest, 2015

Bevezetés

A közhiedelemmel ellentétben az áramlások túlnyomó többsége instacionárius. A stacionárius áramlások kivételt képeznek az áramlások családjában. Az instacionárius áramlások tanulmányozása megfelelő kísérleti és szimulációs módszertan híján mégis messze lemaradt a stacionárius áramlások tanulmányozása mögött, és csak az utóbbi másfél-két évtizedben kapott nagyobb lendületet, elsősorban a megfelelő eszközrendszer kialakulásának köszönhetően. A példák száma végtelen: bármely dugattyús vagy forgó áramlástechnikai géptől kezdve, az emberi artériás rendszeren keresztül a Föld szélrendszeréig mindegyik áramlás instacionárius.

Értekezésemben olyan instacionárius áramlásokat vizsgálok, amelyek időben periodikusak, majdnem periodikusak vagy kváziperiodikusak. Ezen belül a dolgozat két részében az instacionaritás létrejöttének két alapvetően különböző mechanizmusával foglalkozom. A dolgozat első részének témája az ún. öngerjesztett áramlási lengések. Ez azt jelenti, hogy bár az áramlás peremfeltételei mind stacionáriusak, az áramlás mégis spontán módon instacionáriussá válik, általában visszacsatolási folyamaton keresztül. A második részben kívülről gerjesztett áramlásokat vizsgálok – itt az instacionaritást külső gerjesztő egység hozza létre.

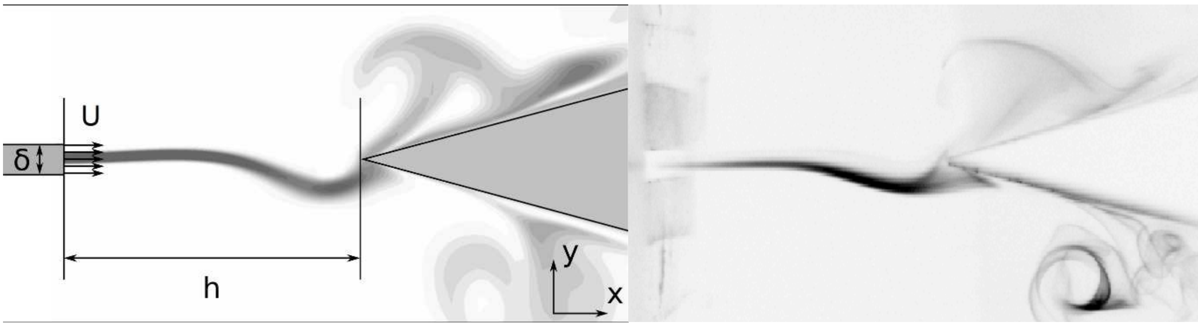
Az **első részben** két kanonikus öngerjesztett áramlási konfigurációt, az élhangot és az üreghangot vizsgálom behatóan. Az üreghang vizsgálatának kvázi „melléktermékeként” munkatársaimmal együtt létrehoztunk egy új örvénydetektálási kritériumot, amit az üreghang áramlására alkalmazunk. Az első rész végén rövid fejezetben foglalkozom a sík szabadsugarak kilépés körüli érzékenységével, ami az öngerjesztett áramlásokat létrehozó visszacsatolási mechanizmusban kulcsszerepet játszik.

A **második részben** a kívülről gerjesztett áramlások példájaként kizárólag az emberi véráramlás nagyon speciális alkalmazásával, az aneurizmákban és a kapcsolódó érszakaszban lezajló áramlásokkal foglalkozom. Az aneurizmák kóros értágulatok: leggyakrabban az agyi artérián és az aorta hasi szakaszán lépnek fel. Ezeket rendre agyi, illetve hasi aneurizmának hívják. A disszertációban először a szimulációhoz szükséges validációs kísérleteket ismertetem, majd a szimulációkhoz szükséges peremfeltételeket elemzem részletesen. Ezt követően az aneurizmák kezelési módjait leképező szimulációs módszereket és annak eredményeit írom le, végül az aneurizmák áramlásában talált fraktál struktúrákról számolok be.

Élhang

Az élhang – nevével ellentétben – áramlási konfiguráció, amely sok esetben hangot is kibocsájt. Az ismert aeroakusztikai konfigurációk közül az egyik legegyszerűbb, mégis meglepően komplex viselkedésre képes. Felépítése röviden a következő: egy sík szabadsugár nekiütközik egy ék alakú tárgynak, amit hagyományosan „él”-nek nevezünk. A konfiguráció elsődleges paraméterei a szabadsugár kilépő átlagsebessége, szélessége és a fúvóka-ék távolság. Bizonyos feltételek mellett a szabadsugár lengeni kezd és hangot is kibocsáthat. Az élhang szimulációs és kísérleti illusztrációját láthatjuk az 1. ábrán. Az élhang előfordul fúvós hangszerek, elsősorban az orgonasíp, a furulya és a fuvola hangképzési mechanizmusában, de ipari alkalmazásai is vannak, pl. csigaházas szivattyúk sarkantyúja körül vagy Y alakú csőelágazásban kialakuló periodikus áramlások. Tágabb értelemben minden éles tárgyra való ráfújás során hasonló jelenségekkel találkozunk.

Az élhang lengésének magyarázatára Powell (1961)-ben megalkotott szemiempirikus modellje a legelfogadottabb. Eszerint ismeretes, hogy sík szabadsugáron spontán exponenciálisan növekedő amplitúdójú, szinuszformájú instabilitások alakulnak ki. Ezek, elérve az éket, az ék mindkét oldalára periodikus erővel hatnak. Ez, Lighthill (1952) szerint dipólus hangforrást hoz létre, ami a szabadsugár fúvókából való kilépésénél, a legérzékenyebb ponton infinitezimális zavarást okoz, és ezzel elindítja a következő instabilitási hullámot. Ezzel a visszacsatolási kör bezárult.



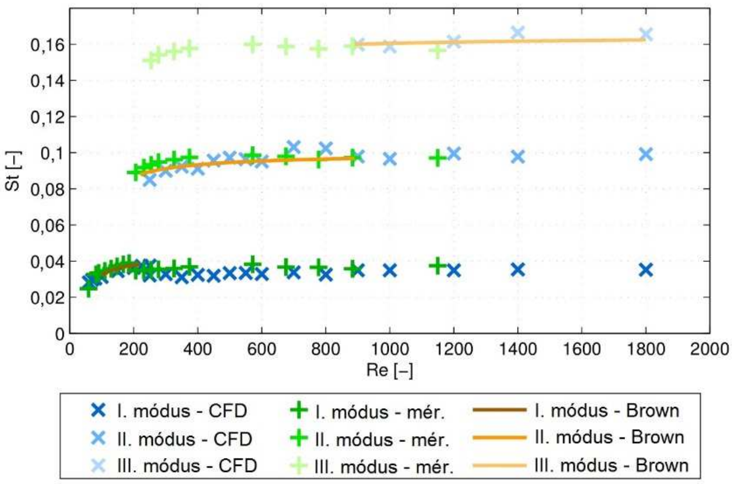
1. ábra. Első módusú élhangok felvételei. Bal oldal: szimulációból, virtuális füsttel; jobb oldal: kísérletből, valódi füsttel

Az élhang és az ahhoz hasonló üreghang konfiguráció esetén is célom először az áramlás tanulmányozásához megfelelően megbízható eszköztár kidolgozása, majd az áramlások által mutatott sokoldalú viselkedés feltérképezése, megismerése volt. Számos, az irodalomból ismert jelenséget sikerült reprodukálni, pontosítani és új jelenségeket felfedezni.

A vizsgálat eszköze főként numerikus áramlásszimuláció volt, amelyet gondos háló- és időlépéstanulmányok előztek meg, illetve az élhang esetén laboratóriumi kísérlet is. Részletes szimulációs és kísérleti vizsgálatok után Brown (1937) képletéhez hasonló képletet hoztunk létre ((1) egyenlet), és a konstansokat nagy pontossággal meghatároztuk. Ez lehetővé teszi az élhang frekvenciájának előrejelzését. A konstansok különböznek parabolikus és egyenletes kiömlő sebességprofilra illetve a különböző módusokra. A mérés és a szimuláció jó egyezését a 2. ábra illusztrálja. Az élhang frekvenciája a

$$St\left(Re,\frac{h}{\delta}\right) = \left(c_1 - \frac{c_2}{Re}\right)\left(\frac{1}{h/\delta} - c_3\right) \tag{1}$$

képlettel becsülhető, ahol St = fδ/U, a Strouhal-szám, Re = Uδ/ν, a Reynolds-szám, f a szabadsugár lengési frekvenciája, δ a fúvóka szélessége, h a fúvóka-ék távolság, U a kiömlés átlagsebessége, ν a folyadék kinematikai viszkozitása.



2. ábra. **Strouhal-szám a Reynolds-szám függvényében; egyenletes profil, h/δ ≈ 10**

Jelentős különbségeket találtunk a parabolikus és az egyenletes kiömlő sebességprofilú élhangok viselkedése között, különösen, ami az azonos Reynolds-számokhoz tartozó Strouhal-számokat, a módusok határát, illetve különböző módusok együtt létezését illeti. Az első két pontot azzal magyaráztam, hogy lehetséges, hogy fizikailag helyesebb a Reynolds- és Strouhal-számokat nem tömegáramra alapozott átlagsebességgel, hanem az impulzusáramra vagy az energiaáramra alapozott átlagsebességgel számolni. Ha így teszünk, az azonos Reynolds-számhoz tartozó Strouhal-számok és a módushatárok is közelebb kerülnek egymáshoz az egyenletes és parabolikus profilú esetekben. A módushatárok közelében mind a kísérletekben, mind a szimulációkban módusugrásokat vagy móduskapcsolgatást tapasztaltam. Előbbi változatlan paraméterek mellett az egyik módusból a másikba való váltást jelenti, míg az utóbbi a két módus közötti véletlenszerű ide-oda ugrálást. Korrelációs technikával meghatároztam a zavarás fázissebességét. Megállapítottam, hogy az a távolság függvényében nem állandó, hanem a fúvókától az ék felé folyamatosan csökken. A zavarási hullám fázisát Reynolds-számtól független univerzális másodfokú függvény írja le. Megvizsgáltuk az ék felületén a nyomáseloszlást és az erő támadáspontját is.

Az élhanggal kapcsolatos eredményeket az alábbi tézisben foglaltam össze.

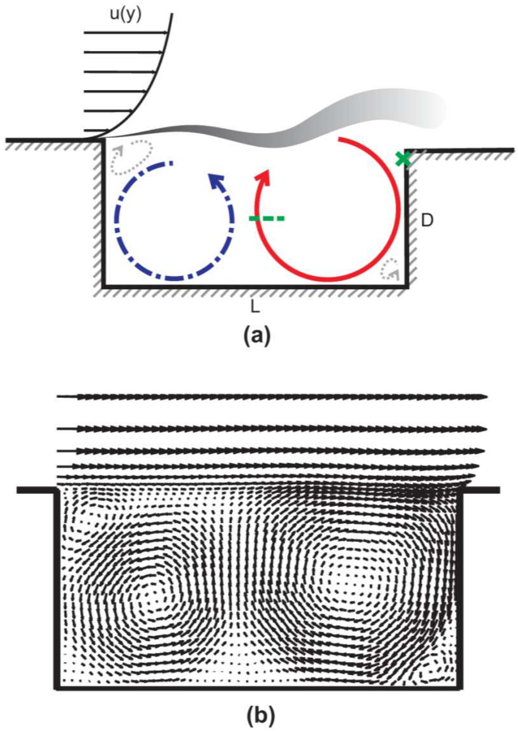
Tézis

1. Fizikai kísérletekkel alátámasztott numerikus kísérletekkel az élhang által felmutatott számos, az irodalomból kísérletileg ismert jelenséget sikerült reprodukálni és eddig ismeretlen jelenségeket, tényeket felfedezni.
   - Szimulációk és kísérletek alapján Brown képletéhez hasonló, de annál pontosabb képlettel sikerült az élhang frekvenciájának sebességtől és fúvóka-ék távolságtól való függését leírnom.
   - Megmutattam a parabolikus profilú élhang egyenletes profilú élhangtól való különbözőségét. A hasonló Reynolds-számnál tapasztalt frekvenciakülönbségre lehetséges magyarázatot adtam.
   - A módushatárok környékén mind kísérletileg, mind szimulációval sikerült módusugrást és móduskapcsolgatást (mode switching) előállítanom.
   - Keresztkorrelációs módszer segítségével meghatároztam a zavarás terjedési sebességét. Megmutattam, hogy az első módus fázisa a fúvókától mért távolság függvényében a Reynolds-számtól független, univerzális négyzetes függvénnyel írható le (I.2.14), amiből az következik, hogy a fázissebesség a fúvókától távolodva hiperbolikusan csökken. Ez a fúvóka közelében a kiömlési sebességnél nagyobb látszólagos hullámsebességet eredményez, ami azonban fizikailag megmagyarázható. A fúvóka és ék közötti átlagos relatív fázissebesség egyenletes profil esetén 0,32 és 0,41, míg parabolikus profil esetén 0,43 és 0,5 között voltak.
   - Megmutattam, hogy az ék felületén a nyomáseloszlás és az erő időátlagolt támadáspontja a Reynolds-számtól és a fúvóka-ék távolságtól független.

Üreghang

Az üreghang áramlása egy sík felületbe vágott téglatest (két dimenzióban téglalap) alakú mélyedés fölött jön létre és az instabilitási hullám az üreg fölött kialakuló nyírórétegen vonul végig. A lengő nyíróréteg beleütközik az alvízi sarokba és az ott kialakuló hangforrás (vagy alternatív szemléletmódban örvényforrás) hozza létre azt az infinitézimális zavarást, ami az újabb instabilitási hullámot gerjeszti. Az áramlási lengés zajkibocsájtáshoz, a felület rezgéséhez, illetve extrém esetben töréséhez is vezethet.

Az üreghang tanulmányozásához az első motivációt vadászrepülők bombatárolói körül kialakuló lengések szolgáltatták. Később egyéb alkalmazások is előtérbe kerültek: gépkocsi ajtórése illetve napfényteteje, réselt szél- és vízcsatornák, zárt csőelágazások, stb. A dolgozatban az alapkutatási rész után egy alfejezet egy autó-ajtórésről mintázott geometriájú üreg kutatásáról szól.



3. ábra. a) Az áramlási konfiguráció. Lengő nyíróréteg és két nagy, az üreget megtöltő örvény. Folytonos vonal: alvízi örvény, pontvonal: felvízi örvény. Az X pontban értékeltük ki a nyomásjelet. (b) Időátlagolt szimulált sebességmező *Re*$_L$ = 24640 esetén

Az üreghang konfigurációját a 3. ábrán vázoljuk. Az üreghangnak lényegesen nagyobb irodalma van, mint az élhangnak; ez részben a jelenségek nagyobb komplexitásának, másrészt a lehetséges konfigurációk nagyobb számának, harmadrészt az üreghang nagyobb közvetlen gyakorlati jelentőségének tulajdonítható.

Speciális alkalmazások bizonyos fúvós hangszerek, különösen az orgonasípok, amik az élhang sajátosságait is magukon viselik, de ahol az előző alkalmazásoktól eltérően a cél az, hogy megfelelően kontrollált lengést és zenei hangot hozzunk létre.

A témáról alapos összefoglalókat írt Rockwell & Naudascher (1978), Rockwell & Naudascher (1979) és Rockwell (1983). A kutatás korai fázisában a szerzők szuperszonikus, illetve magas szubszonikus sebességeket tanulmányoztak, mivel a fő motiváció a repülőgépiparból jött. Valószínűleg a területen a legtöbbet idézett mű Rossiter (1964), akinek félempirikus képlete a legtöbb mai munka kiindulópontja. Rossiter képlete:

$$f_m = \frac{U}{L}\frac{m-\gamma}{\frac{1}{\kappa}+M}, \qquad (2)$$

ahol *U* a szabad áramlás sebessége, *L* az üreg hossza, *m* a módus rendszáma (pozitív egész szám), *γ* a *2π*-vel normált fáziskésés, ami az instabilitási hullámból eredő örvénynek az alvízi sarokra való felütközéséből adódik, *κ* a zavarás terjedési sebességének és a szabad áramlás sebességének aránya és *M* a Mach szám. Ennek a képletnek az a hátránya, hogy két empirikus konstanst tartalmaz, amelyeket nem lehet alapelvekből levezetni. A konstansokat görbeillesztésből lehet megkapni, és konfigurációról konfigurációra, kísérletről kísérletre változhatnak.

Ebben a fejezetben a legtöbb, de nem minden szimulációt L/D = 2 geometriával végeztük (D az üreg mélysége).

Először részletes paramétertanulmányt végeztünk, kezdve a hálótanulmánnyal, az időlépés és a tartomány optimális mértékének meghatározásával, és folytatva a Mach szám, a belépő határréteg impulzusvastagsága és kismértékben a L/D hatásának tanulmányozásával. Meghatároztuk a zavarási hullám terjedési sebességét a hely függvényében, kitértünk egy bizonyos alacsony frekvenciájú spektrális csúcs értelmezésére. Ez utóbbi numerikusan közel van az első Rossiter frekvenciához, mégis erős érvek szólnak amellett, hogy nem erről, hanem egy, az örvények struktúrájából fakadó moduláló frekvenciáról van szó. Megállapítjuk, hogy bizonyos Mach szám tartományban fellép az irodalomban már tapasztalt móduskapcsolgatás (mode switching), illetve az előbb említett két módus közötti nemlineáris kölcsönhatás.

A különböző frekvenciájú lengések pontos ismerete azért fontos, mert ha a nemkívánatos, zajhoz, rezgésekhez vezető lengések mechanizmusa pontosan ismert, könnyebben tudunk azokat megszüntető áramlásszabályozó stratégiákat alkotni. A lengések spektrumának vizsgálata alapján a Reynolds-szám függvényében három különböző tartomány azonosítható.

1. A szabályos, második Rossiter módus által dominált tartomány, röviden: szabályos tartomány (Re_L < 21280);

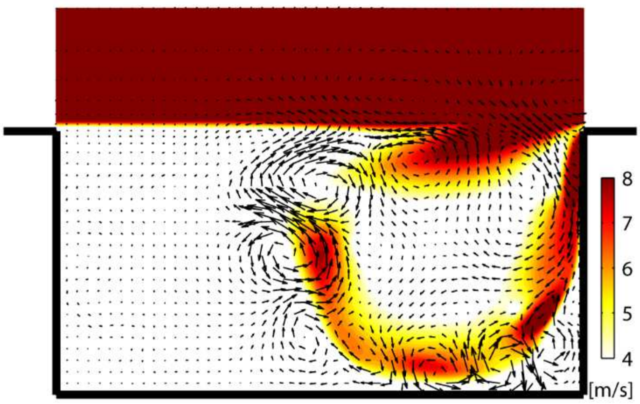
2. Az átmeneti tartomány (21280 ≤ Re_L ≤ 23520);

3. A Rossiter-lengést egy másik mechanizmus elnyomja, röviden: elnyomott tartomány (23520 < Re_L).

A szabályos tartományban végzett szimulációk esetében egy egyedüli domináns spektrális csúcs található St = 0,88-nál ($St = fU/L$). Ez a Strouhal-szám azt sugallja, hogy a csúcs megfelel a második Rossiter módusnak. Ha bármelyik időpillanatban megszámoljuk a nyírórétegen található instabilitási félhullámokat, megerősíthetjük, hogy ez a csúcs valóban a második Rossiter módust jelzi, összhangban Kourta & Vitale (2008) eredményével. Az átmeneti tartományban minden spektrumban két csúcs van, változó dominanciával. A magasabb Strouhal-számú csúcs továbbra is a második Rossiter módusnak felel meg, de az újonnan jelentkező alacsonyabb frekvenciát nem annyira könnyű értelmezni. A második Rossiter frekvenciával nemharmonikus kapcsolatban van, hasonlóan Lusseyran et al. (2008) eredményeihez. Rövid idejű csúszóablakos Fourier transzformáció megmutatta, hogy a két csúcs felváltva, véletlenszerűen kapcsolgatva dominál, tehát, az átmeneti tartományt tekintve, az áramlásban két, egymással versenyző visszacsatolási mechanizmus van, amelyek meghatározhatják a nyíróréteg lengését. Hasonló móduskapcsolgatást tapasztalt Kegerise et al. (2004) és Lusseyran et al. (2008).

A szabályos tartományban két moduláló frekvencia is megjelent (mod1 és mod2) a második Rossiter frekvencia mellett. E két moduláló frekvencia összege egyenlő a második Rossiter frekvenciával. Ez arra enged következtetni, hogy a moduláló frekvenciák egyike a másik moduláló frekvencia és a Rossiter frekvencia nemlineáris kölcsönhatásából adódik (Knisely & Rockwell (1982), Kourta & Vitale (2008)).

A csapkodó nyíróréteg az alvízi saroknál periodikusan nagy energiájú folyadékot táplál be az üregbe. Ezek a folyadékcsomagok a nagy alvízi örvény szélén utaznak körbe. Eszerint azt várnánk, hogy a nyíróréteg lengési frekvenciája dominál a nagy alvízi örvényben. Ehelyett egy itt nem mutatott ábra tanúsága szerint a moduláló frekvenciák uralják az örvény bal oldalát. Ahhoz, hogy ezt a jelenséget részletesebben is megvizsgáljuk, a sebességmezőt harmonikus komponenseire bontottuk és a moduláló frekvenciának megfelelő rész-sebességmezőből a nagy energiájú folyadékcsomagokkal együtt animációt készítettünk. (A bal oldali örvény nem látszik, mert abban a moduláló frekvencia nincs jelen.) Ennek az animációnak egy pillanata látszódik az 4. ábrán. A modulációs frekvenciakomponens sebességmezeje és a belépő nagy energiájú folyadékcsomagok relatív fázisától függően az utóbbiak lelassulhatnak vagy felgyorsulhatnak, erősödhetnek vagy gyengülhetnek, szétszakadhatnak vagy összeolvadhatnak. Farkas & Paál (2009) tanúsága szerint a moduláló frekvenciák rendkívül közel esnek az első Rossiter módushoz, annyira, hogy az ember könnyen hajlamos azt hinni, hogy azonosak



4. ábra. A moduláló frekvenciakomponens szerkezete Re_L = 17920 esetén. A színezés a sebességvektor nagyságát jelzi, kiemelve a nagy energiájú csomagok advekcióját, míg a vektormező a sávszűrt sebességmezőt mutatja

vele. Mégis a dolgozatban több erős érvet sorolunk föl, miért sokkal valószínűbb, hogy a moduláló frekvenciák nem azonosak az első Rossiter frekvenciákkal.

Az instabilitási hullám terjedési sebességének (fázissebességének) a Rossiter képletén keresztül nagy hatása van a frekvenciák előrejelezhetőségére. Ezek meghatározására a fázisspektrumot felhasználó módszert dolgoztunk ki és alkalmaztunk sikerrel.

A terjedési sebesség a hossz mentén hevesen változott. Az átlagos terjedési sebesség viszont figyelemre méltóan állandó maradt: $0{,}4 \leq U_w/U = \kappa \leq 0{,}42$, a szabályos tartományban, ahol U_w a hullám terjedési sebessége. Ez élesen ellentmond Rossiternek, aki 0,66-os értéket talált – igaz, hogy jóval nagyobb sebességeknél.

Az (2) egyenlet két empirikus paraméterét a fenti hullámterjedési elemzés alapján, görbeillesztéssel határoztuk meg. A szabályos tartományban $\kappa = 0{,}41$ és $\gamma = -0{,}12$ adódott. γ értéke jelentősen eltér Rossiter 0,25-ös értékétől, de Rossiter más sebességtartományban dolgozott és esetünkben valóban kicsit több mint két teljes hullám volt az üreg hossza mentén, megfelelően a negatív γ értéknek.

Vizsgáltuk az instabilitási hullám amplitúdóját is az üreghossz mentén. A szabályos és az átmeneti tartományban az amplitúdó változása nagyon hasonló, míg az elnyomott tartományban más, lényegesen gyorsabb növekedési trendet követ.

Kidolgoztunk egy új örvénydetektálási kritériumot, amit az üreg áramlására alkalmaztunk. A kritérium kétdimenziós, össszenyomhatatlan áramlásra érvényes és az ismert Q kritériumnál pontosabb eredményt ad. A Q kritérium időben és térben is nulladrendű, míg az új, „kiegészítettnek” nevezett kritérium időben nulladrendű, térben elsőrendű. Hua & Klein (1998) hasonló kritériumot hoztak létre, de az általunk levezetett két új tag közül ők csak egyet találtak meg. A Q kritériumhoz képesti két új tag a lokális és a konvektív gyorsulásnak felel meg; megmutatjuk, hogy mindkettő egyformán fontos.

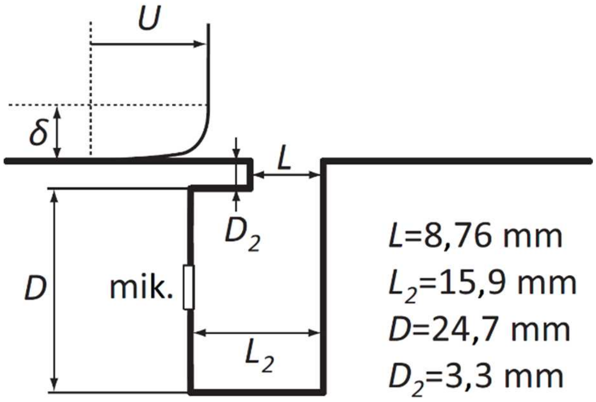
E két kritérium lényege ugyanaz: örvénynek tartja az áramlás elliptikus régióit, ami azt jelenti, hogy egy örvényben azok a folyadékrészecskék, amik egy bizonyos időpontban közel voltak egymáshoz, még egy ideig közel maradnak. Ezzel szemben állnak azok a (hiperbolikus) tartományok, amelyekben a kezdetben közel lévő folyadékrészecskék gyorsan eltávolodnak egymástól.

A dolgozatban közölt ábrák alapján megállapítjuk, hogy a kiegészített kritérium sokkal több részletet elárul az áramlásról, mint a hagyományos Q kritérium.

Az üreghang egyik gyakorlati alkalmazása az jármű-ajtórések áramlásának és az az által gerjesztett hangnak szimulációja. Ez annyira érdekelte a tudományos közvéleményt, hogy „benchmark” problémákat fogalmaztak meg, amihez az egyik résztvevő méréseket készített (Henderson (2000)), és a többi résztvevő szabadon választott szimulációs módszerrel próbálta reprodukálni a kísérleti eredményeket (Third Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems (Category 6)). Mi ennek a problémának a geometriáját és peremfeltételeit használjuk saját vizsgálatainkhoz, részleteket a Farkas & Paál (2015) cikkben találhat az olvasó.

Ez a geometria egy ún. mély üreget jelenít meg (5. ábra), ami azt jelenti, hogy az üreg transzverzális (áramlás irányára merőleges) sajátfrekvenciái fontos szerepet játszanak. Ha e frekvenciák közül valamelyik közel van valamelyik Rossiter frekvenciához, akkor ezek kölcsönhathatnak és rezonancia jöhet létre. Emiatt azt várjuk, hogy még alacsony Mach számnál sem alkalmazhatunk összenyomhatatlan közelítést, hiszen az üregrezonanciák reprodukálásához szükséges az összenyomhatóság.

Szimulációinkat sokféle geometriával, peremfeltétellel, turbulenciamodellel, összenyomhatatlan és összenyomható folyadék feltételezésével végeztük.



5. ábra. Az ajtórés-modell geometriája

Két különböző turbulenciamodell használatával rendre sikerült pontosan reprodukálnunk egyrészt a Rossiter frekvenciát és annak felharmonikusát, másrészt a spektrumnak egy olyan csúcsát, amit egyik Workshop résztvevőnek sem; azt mindnyájan „ismeretlen eredetűnek" nevezték. A csúcs magyarázata a csatornarezonancia. A kísérletet is zárt csatornában végezték, így végeztünk mi is szimulációkat csatornageometriával, azaz szilárd felső fallal, és kimutattuk az arról visszaverődő hullámokat.

Nem sikerült azonban egy szimulációban egyidejűleg több versengő rezonanciamechanizmust előállítani.

Tézisek

2. Az L/D = 2 üregkonfigurációban spektrálanalízis segítségével a Reynolds-szám függvényében három tartományt azonosítottam: a *szabályos*, az *átmeneti* és az *elnyomott* tartományt. A szabályos tartományban a 2. Rossiter módus dominál, az elnyomott tartományban egy másik mechanizmus, ami bár numerikusan az 1. Rossiter frekvenciához hasonló értékeket produkál, mégis erős érvek szólnak amellett, hogy egy új, fizikailag más mechanizmusról van szó, éspedig az alvízi nagy örvényen utazó kis örvények és a nyíróréteg kölcsönhatásáról, nagyjából az üreg hosszának felénél. Az átmeneti tartományban a két mechanizmus verseng egymással és móduskapcsolgatás (mode switching) jelenség lép fel.
3. Módszert dolgoztam ki a nyíórétegen terjedő instabilitási hullám sebességének mérésére. A hullám terjedési sebessége függ a belépő határréteg vastagságától és az üreg mentén igen hevesen változik. Ha a határréteg-vastagságot rögzítjük, az üreghossz mentén átlagolt terjedési sebesség viszont széles Reynolds-szám tartományban gyakorlatilag állandó.
4. Módszert dolgoztam ki a nyírórétegen terjedő instabilitási hullám amplitúdójának mérésére. Az amplitúdó üreg menti lefutása jellegre minden Reynolds-számra hasonló, számszerűen azonban az elnyomott tartományban körülbelül a kétszerese a szabályos tartományban tapasztaltaknak, ahol az amplitúdó alig függ a Reynolds-számtól.
5. Az új 2D örvénydetektálási módszerrel az üreghang áramlásában sokkal finomabb struktúrákat lehet észlelni, mint az irodalomban elterjedt Q kritérium 2D változatával.
6. A jármű-ajtórést modellező mély üreg szimulációjával kapcsolatban megállapítottam, hogy:
   - Mély üreg szimulációjára az összenyomhatatlan modell nem alkalmas – használható eredményeket csak összenyomható modellel kapunk.
   - Egymással versengő, különböző fizikai mechanizmusokból eredő lengések egyidejű reprodukálása rendkívül nehéz, kereskedelmi szoftverrel jelenlegi tudásunk alapján szinte lehetetlen, de különböző numerikus beállításokkal sikerült különböző mechanizmusokból származó frekvenciacsúcsokat nagy pontossággal előállítani.
   - A kísérleti spektrumban az egyik csúcsot, amelyet egyik Workshop résztvevőnek sem sikerült reprodukálni, csatornarezonanciaként azonosítottam és szimuláció segítségével, nagy pontossággal reprodukáltam.

Sík szabadsugár érzékenysége

Az irodalomban számos helyen előfordul, hogy a nyírórétegek, szabadsugarak „legérzékenyebb" pontja a fúvókából való kilépésnél található. Ezt a szerzők evidenciaként kezelik, de ennek az állításnak valódi magyarázatát nem találtuk. Ennek a kérdésnek a jelentősége az öngerjesztett áramlások mechanizmusának magyarázatában rejlik. Az erről szóló fejezetben Sengupta (2012) határrétegre kidolgozott stabilitásvizsgáló módszerét sík szabadsugárra adaptáltuk és alkalmaztuk. Különböző kilépő profilú szabadsugarak stabilitásának összehasonlításával részleges magyarázatot adtunk a felvetett problémára.

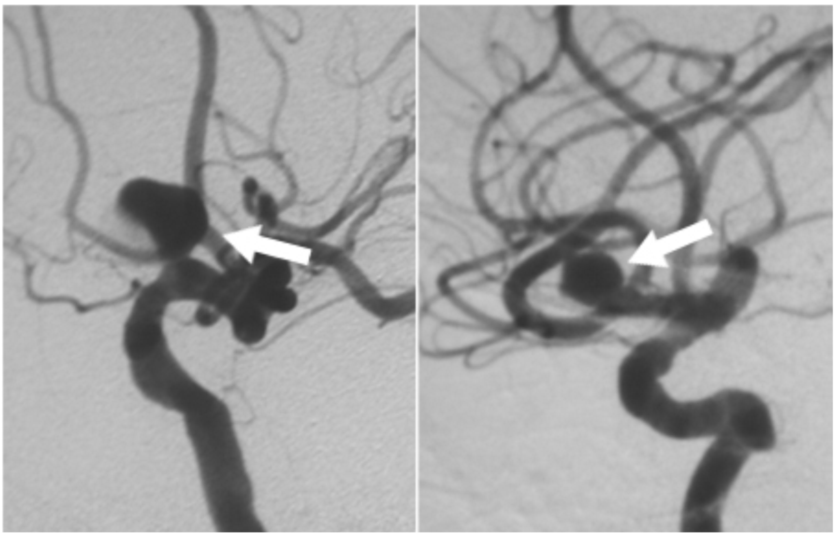
<u>Tézis</u>

7. Sengupta (2012) határrétegre kidolgozott, általam sík szabadsugárra adaptált stabilitáselemzési módszere és analitikus sebességprofilok segítségével kimutattam, hogy minél közelebb van egy sebességprofil az egyenleteshez, és minél távolabb az egyensúlyi Bickley profiltól, annál instabilabb. Ezzel a felismeréssel magyarázom az irodalomban elterjedt, de eddig nem magyarázott „kilépéshez közeli fokozott érzékenységet".

Aneurizmák hemodinamikája, az áramlásszimuláció peremfeltételei

Az aneurizmák kóros értágulatok és leggyakrabban agyi artériákon, illetve az aorta veseartériák alatt elhelyezkedő szakaszán alakulnak ki. Az agyi aneurizmák tipikusan „zsákszerű" („saccularis") aneurizmák; vagy az érfal egyoldali kiöblösödésével keletkeznek, vagy elágazások „villájában" alakulnak ki. A hasi aneurizmák ezzel szemben tipikusan „fusiformisak", azaz orsó alakúak, az érfal minden irányban öblösödik.

Az aneurizmák kialakulásának, növekedésének, esetleges kihasadásának okai nem világosak. Egy biztos: mindezek a folyamatok sok tényező, életmódbeli, genetikai, élettani, biokémiai, biomechanikai és hemodinamikai tényezők komplex kölcsönhatásának köszönhetők. Én ezek közül a hemodinamikai (véráramlástani) tényezőkkel foglalkozom.



6. ábra. Tipikus agyi aneurizma-formák. Bal oldal: oldalfal-aneurizma; jobb oldal: bifurkációs aneurizma

Agyi aneurizmák (6. ábra) a világ népességének kb. 5%-ában fordulnak elő (Isuia (1998)). Aneurizmák hasadása (ruptúrája) a fő oka az ú. n. szubarachnoidális vérzésnek, ami a populáció 0,1-0,15%-át érinti és az esetek 35-40%-ában halállal vagy maradandó rokkantsággal végződik (Longstreth Jr et al. (1985)). Az előző két adat jelzi a kezelőorvos dilemmáját: az aneurizmáknak csak egy kis hányada jelent veszélyt a páciensre, ugyanakkor a kezelés rizikója sem elhanyagolható. A kezelésből származó súlyos, az életminőséget jelentősen korlátozó szövődmény valószínűsége jóval kisebb, mint a vérzésből származó hasonló komplikációké. Még nem vérzett aneurizma esetén azonban ilyen veszélynek tünetmentes beteget kell kitenni, míg ezzel szemben nem bizonyos, hogy vérzés valaha is bekövetkezik-e.

Aneurizmákkal kapcsolatos munkám nagy hányada az agyi, és csak egy kis része hasi aneurizmákkal kapcsolatos. A munka nagy része numerikus áramlásszimuláció, de vannak laboratóriumi mérések is. Először a szimulációk validálásához szükséges méréseket végeztük el. A mérésekhez átlátszó szilikonból készült, nagyított aneurizmamodellt készítettünk és ebben törésmutató-illesztett folyadékkal és lézeroptikai mérési módszerekkel részletes sebességméréseket végeztünk. A szimulációkat ANSYS véges térfogatok módszerén alapuló kereskedelmi szoftverrel és saját fejlesztésű rács Boltzmann szoftverrel végeztük. A mérések mindkét szimuláció helyességét megerősítették. Ezután igen részletes tanulmányokat folytattunk a helyes bemenő, kimenő és fali peremfeltételek megválasztására. Azt találtuk, hogy ezek közül a bemenő peremfeltételnek van a legnagyobb jelentősége. Ebben a fejezetben hasi aneurizmákkal is foglalkoztunk, ahol a peremfeltételeket másképpen kell kezelni, mint agyi aneurizmák esetében.

<u>Tézis</u>

8. Hasi aneurizmák szimulációjának peremfeltételeivel kapcsolatban a következő megállapításokat teszem:
   - A valódi aneurizmageometriáknál a legnagyobb deformációjú („szisztólés”) geometriákon végzett merev falú szimulációk eredményei sokkal közelebb vannak a rugalmas falú (FSI) szimulációk eredményeihez, mint a legkisebb deformációjú („diasztólés”) geometriák eredményei.
   - A rugalmas és merev falú szimulációk közötti különbséget dominánsan a geometria változása és nem a faldinamika okozza.
   - Módszert dolgoztam ki, hogy az artériás hálózaton végzett egydimenziós szimulációk eredményeit a háromdimenziós aneurizmaszimulációk térfogatáram- és nyomás-peremfeltételeiként használjuk. A módszer tetszőleges érszakaszra alkalmazható.
   - FSI szimuláció segítségével megvizsgáltam a gerinctámasz hatását hasi aneurizmák áramlására és azt találtam, hogy a hatás elhanyagolható.

Aneurizmák kezelése

Aneurizmák terápiás kezelésének számos módja van. Ezeket a disszertációban részletezem; itt csak azokat említem meg, amelyekkel kutatásaimban foglalkoztam. Az egyik kezelési mód az aneurizmazsák mikrospirálokkal való megtöltése. A kezelés mögött rejlő gondolat, hogy az aneurizmazsákban áramlási ellenállást hozunk létre, az áramlást lelassítjuk, ezzel véralvadást hozunk létre, miáltal az aneurizma terhelése lecsökken és az nem nő tovább. A mikrospirálok hatását a szimulációk során porózus anyaggal modelleztük. Mivel a sebesség kicsi, a nyomásesésre lineáris modellt alkamaztunk. Azt tapasztaljuk, hogy ha a porozitás 1-ről 0,8-ra csökken, az áramlási sebesség az aneurizmában drasztikusan változik, 0,8-as porozitás alatt azonban a sebesség alig változik.

Napjainkban az egyik legígéretesebb kezelési mód az áramlásmódosító sztent használata. Endovaszkuláris módszerekkel rugalmas, henger alakú dróthálót helyeznek az aneurizmazsák szája elé, amivel a szülőér és az aneurizma közötti áramlási kommunikációt megnehezítik, hiszen a sztent áramlási ellenállásként fogható fel. Ezzel az aneurizmán belüli áramlás lelassul, az benne lévő vér megalvad és kedvező esetben az aneurizma felszívódhat.

Az irodalomban számos szerző a sztenteket teljes részletességgel szimulálja, azaz pontosan modellezi a komplikált szövésú dróthálót. Szerintünk ez fölösleges. Ehelyett a sztentet porózus anyagként modellezzük. A porózus anyag áramlási ellenállása négyzetesen függ a sebességtől, így a függvényt két paraméterrel lehet leírni. Az áramlási ellenállás meghatározásához mérőberendezést építettünk és a mérési pontokra legkisebb négyzetek módszerével illesztett másodfokú görbéből kaptuk meg a kívánt paramétereket.

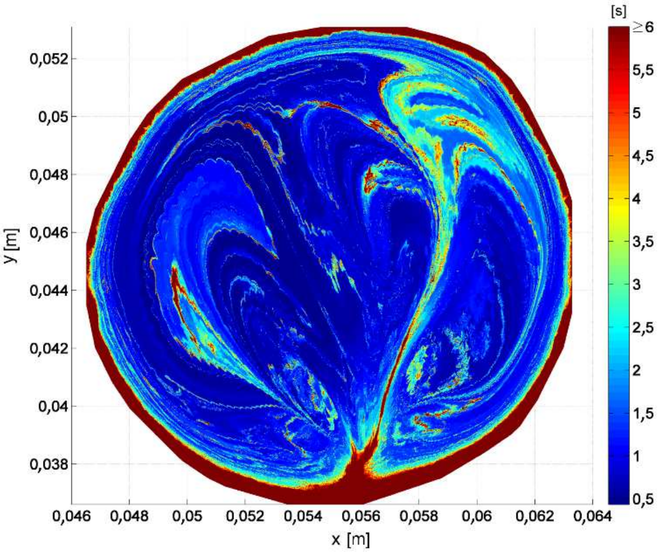
Tézis

9. Laboratóriumi kísérletekkel mértük áramlásmódosító sztentek áramlási ellenállását. A sztent porózus anyaggal való számítógépes modellezésében a mért áramlási ellenállás felhasználható. Az így kialakított módszer jóval gazdaságosabb az irodalomban használt, a sztentgeometriát részletesen modellező módszernél. Két sztent egymásba helyezése esetén a második sztent szövött drótszerkezetének első sztenthez képesti elhelyezkedése véletlen tényezőt vezet be a két sztent együttes ellenállásába. Megállapítottam, hogy a két sztent többszöri véletlenszerű egymásba helyezésével kapott ellenállási adatok átlagosan az egyedi sztent ellenállásának kétszeresét hozták létre.

Fraktál mintázatok agyi aneurizmák áramlásában

Ismert tény (pl. Tél et al. (2005)), hogy a folyadékok keveredése nagy hatást gyakorol a bennük lejátszódó kémiai és biológiai folyamatokra. A keveredés jellemzésére a legegyszerűbb módszer, hogy passzív skalár, azaz elhanyagolható méretű és tömegű részecskék mozgását vizsgáljuk a folyadékban, amelyek időkésleltetés és tehetetlenség nélkül felveszik a környező folyadék sebességét. Ezeknek a részecskéknek ezért a mozgásegyenlete $\dot{\boldsymbol{x}}(t) = \boldsymbol{u}(\boldsymbol{x}, t)$, ahol $\boldsymbol{x}$ a részecske pozíciója a t időpillanatban és $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x}, t)$ a folyadék sebességtere. Még lamináris, időben periodikus áramlások is tipikusan kaotikusak (Aref (1984), Ottino (1990)), ahol a részecskepályák erősen eltérnek az áramvonalaktól, és ennek következménye az erős, de nem turbulens keveredés. Ezt a komplex viselkedést nevezzük *kaotikus advekciónak.*

Nyílt áramlásokban a szállított részecskék egy része hosszabb ideig csapdázódhat a megfigyelt tartományban. A részecskék nagy része rövid idő alatt elhagyja a tartományt, de azok, amelyek maradnak, szálas fraktál mintázat mentén gyűlnek össze (Tél et al. (2005), Károlyi & Tél (1997)), ami a kaotikus halmaz instabil sokaságát rajzolja ki.



7. ábra. A bemeneti szakaszon lévő sík, ahonnan a részecskéket indítjuk. A színkód a vizsgált tartományban való tartózkodási időt jelzi. A szívciklus 1 s. A szimulációt 20 s-ig hajtottuk végre, de a jobb láthatóság kedvéért a színkódot 6 s-nál levágtuk

Az instabil sokaság fraktáldimenziója, D_0 a tovasodort részecskék által kirajzolt mintázat geometriájáról szolgáltat információt, míg az információs dimenzió, D_1 ezenkívül még a részecskék valószínűségi eloszlását (vagy relatív sűrűségét) is jellemzi a fraktál instabil sokaság mentén (Tél & Gruiz (2006)).

A kaotikus advekciónak véráramlás esetén is fontos következményei lehetnek (Schelin et al. (2009)), például biokémiailag aktív vérlemezkék transzportján keresztül. Többek között Tél et al. (2005) és Toroczkai et al. (1998) is megmutatta, hogy aktív részecskék által rajzolt fraktál mintázat jelentősen megváltoztatja a reakcióegyenleteket.

Ebben a fejezetben megmutatjuk, hogy aneurizmákban lezajló áramlások is kaotikus jellegűek. Az eredményeket ugyanazon az aneurizmán demonstráljuk, amelyet a mérésekkel történő validációhoz használtunk, mivel ennek a szimulált sebességtere nagy pontossággal rendelkezésre állt. Végső soron azt várjuk, hogy egy aneurizmát egy káoszparaméterrel írjunk le, ami mind az aneurizma geometriáját, mind az abban zajló áramlást jellemzi. Tél (1988) leírását követve a szabadenergia függvényt, F(β)-t használjuk a káoszparaméterek számítására. Ezek a fraktáldimenzió (D_0), az információs dimenzió (D_1), a Ljapunov exponens (λ) és a szökési ráta (κ).

Mivel az $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)$ sebességmező rendelkezésünkre áll, a passzív részecskepályákat az $\dot{\boldsymbol{x}}(t)=\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)$ egyenletből numerikusan számítjuk.

Többféle káoszparaméter kipróbálása és többféle konvergenciateszt elvégzése után arra a következtetésre jutottunk, hogy D_1, az információs dimenzió a legalkalmasabb paraméter az áramlás kaotikus tulajdonságainak leírására. Illusztrációként tekintsük a 7. ábrát, ahol a bemeneti keresztmetszetről indított részecskéknek a vizsgálati tartományban való tartózkodási idejét ábrázoljuk. A disszertációban megmutatom, hogy ez a fraktálstruktúra túlnyomó részben az aneurizmazsák hatásának tulajdonítható – az áramlás többi részének hatása csekély.

Tézis

10. Agyi aneurizmák körüli érszakaszban szimulált háromdimenziós, instacionárius, mérésekkel validált áramlási térben passzív részecskék pályakövetésének segítségével kaotikus struktúrákat találtunk. Bizonyítottam, hogy ezek az aneurizmazsák jelenlétének következményei.
A szabadenergia formalizmus és a szokatlanul hosszú tartózkodási idejű részecskék kezdeti pozíciójának felhasználásával több, káoszra jellemző paramétert származtattam. Ezek közül az információs dimenziót (D_1) találtam a legkevésbé érzékenynek a mintavételezés helyére.
Mivel a mért információs dimenzió mind az aneurizma geometriájára, mind a benne és körülötte lezajló áramlásra jellemző, fölvetem, hogy nagyszámú aneurizma megvizsgálása után D_1 akár az aneurizmák osztályozására is alkalmas lehet.

Irodalomjegyzék

Aref, H., 1984. Stirring by chaotic advection. *J. Fluid Mech. ,* 143. kötet, p. 1–21..

Brown, G. B., 1937. The vortex motion causing edge tones. *P Phys Soc Lond,* 49(1), pp. 493-521.

Farkas, B. & Paál, G., 2009. *Computational investigation on the oscillation frequencies of the shear layer over an open cavity.* Budapest, Hungary, ismeretlen szerző, pp. 674-681.

Farkas, B. & Paál, G., 2015. Numerical Study on the Flow over a Simplified Vehicle Door Gap – an Old Benchmark Problem Is Revisited. *Periodica Polytechnica Civil Engineering,* p. online first. DOI: 10.3311/PPci.7474.

Henderson, B., 2000. Automobile noise involving feedback-sound generation by low speed cavity flows. *Third Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems,* 1. kötet, pp. 95-100.

Hua, B. & Klein, P., 1998. An exact criterion for the stirring properties of nearly two-dimensional turbulence. *Physica D,* 113(1), pp. 98-110.

Isuia, I., 1998. Unruptured intracranial aneurysms{risk of rupture and risks of surgical intervention. International study of unruptured intracranial aneurysms investigators. *The New England Journal of Medicine,* 339(24), pp. 1725-1733.

Károlyi, G. & Tél, T., 1997. Chaotic tracer scattering and fractal basin boundaries in a blinking vortex-sink system. *Phys. Rep.,* 290(1), pp. 125-247.

Kegerise, M. A., Spina, E. F., Garg, S. & III, L. N. C., 2004. Mode-switching and nonlinear effects in compressible flow over a cavity. *Phys Fluids,* 16(1), pp. 678-687.

Knisely, C. & Rockwell, D., 1982. Self-sustained low-frequency components in an impinging shear layer. *J Fluid Mech,* 116(2), pp. 157-186.

Kourta, A. & Vitale, E., 2008. Analysis and ontrol of cavity flow. *Phys Fluids,* 20(7), pp. 77-104.

Lighthill, M. J., 1952. On sound generated aerodynamically. I. General theory. *P Roy Soc Lond A Mat,* 211(1107), pp. 564-587.

Longstreth Jr, W., Koepsell, T., Yerby, M. & van Belle, G., 1985. Risk factors for subarachnoid hemorrhage. *Stroke,* 16(3), pp. 377-385.

Lusseyran, F., Pastur, L. & Letellier, C., 2008. Dynamical analysis of an intermittency in an open cavity flow. *Phys Fluids,* 20(1), p. 114101.

Ottino, J., 1990. Mixing, chaotic advection, and turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.,* 22(1), p. 207–254..

Powell, A., 1961. On the edgetone. *J Acoust Soc Am,* 33(4), pp. 395-409.

Rockwell, D., 1983. Oscillations of impinging shear layers. *AIAA J,* 21(5), pp. 645-664.

Rockwell, D. & Naudascher, E., 1978. Review self-sustaining oscillations of flow past cavities. *J. Fluids Eng.,* 100(7), pp. 152-165.

Rockwell, D. & Naudascher, E., 1979. Self-sustained oscillations of impinging free shear layers. *Annu Rev Fluid Mech,* 11(1), pp. 67-94.

Rossiter, J. E., 1964. *Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds,* London: Her Majesty's Stationery Office.

Schelin, A. és mtsai., 2009. Chaotic advection in blood flow. *Phys Rew. E,* 80. kötet, p. 016213.

Sengupta, T. K., 2012. *Instabilities of flows and transition to turbulence.* 1 szerk. Florida, USA: CRC press.

Tél, T., 1988. Fractals, multifractals and thermodynamics. *Z. Naturforsch.,* 43a. kötet, p. 1154.

Tél, T., de Moura, A., Grebogi, C. & Károlyi, G., 2005. Chemical and biological activity in open flows: a dynamical system approach. *Phys.Rep.,* 413(2), p. 91–196..

Tél, T. & Gruiz, M., 2006. *Chaotic Dynamics: An Introduction Based on Classical Mechanics.* New York, U.S.A.: Cambridge University Press.

Toroczkai, Z. és mtsai., 1998. Advection of active particles in open chaotic flows. *Phys. Rev. Lett. ,* 80(3), p. 500.